

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК БССР

АВТОРСКИЙ ОТТИСК



17-Й ГОД ИЗДАНИЯ

Том XVII, № 9

1973

УДК 539.12.04 : 546.87¹

Г. А. ГУМАНСКИЙ, М. А. КУМАХОВ, И. С. ТАШЛЫКОВ

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ВИСМУТЕ, ОБЛУЧЕННОМ ПРОТОНАМИ*(Представлено академиком АН БССР А. Н. Севченко)*

В процессе изучения явлений, протекающих в материале при облучении и последующем отжиге, часто необходимо иметь сведения о профиле нарушений, его изменениях. Данная работа, в которой рассматриваются экспериментально и теоретически полученные профили радиационных дефектов в висмуте, является продолжением исследования воздействия различных видов облучения на электрические и структурные свойства висмута и его сплавов со свинцом ^(1, 2).

С помощью метода обратного рассеяния каналированных ионов получены сведения о профиле дефектообразования в монокристаллах чистого висмута марки Вi000 и его сплавов со свинцом трех концентраций: 0,2; 0,6 и 1,0 ат. % Рb. Образцы облучались протонами с энергией 100 кэв и интегральным потоком $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре. Направление облучения составляло угол $5 \div 10^\circ$ с осью $\langle 0009 \rangle$ исследуемых образцов. Снимались спектры обратного рассеяния ионов гелия энергии 1,4 мэв, ускоренных на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа, при ориентировании оси кристаллов $\langle 0009 \rangle$ в направлении полупроводникового детектора. Угол рассеяния составлял $\sim 163^\circ$. Расчет образующихся при радиационном воздействии дефектов и профилей расположения их по глубине проводился с помощью методики, использованной в работе ⁽³⁾. Ошибка измерений лежит в пределах 20%.

Экспериментальные результаты показаны на рис. 1. Можно отметить, что наибольшая величина относительного повреждения снижается с увеличением содержания примеси в материале, что, очевидно, можно объяснить упрочняющим действием примеси свинца на кристаллическую решетку висмута ⁽⁴⁾. Для чистого материала начало профиля расположено ближе к поверхности, а наибольшее значение относительного повреждения лежит ниже, чем для примесного материала. Последнее, видимо, объясняется тем, что процессы самоотжига так же, как и процессы термического отжига дефектов ⁽⁵⁾, протекают интенсивнее в чистом висмуте, чем в его сплавах со свинцом. Смещение начала профиля к поверхности можно связать с диффузией дефектов из слоя с наибольшим повреждением к поверхности в чистом материале, так как трудно ожидать существенной разницы в расположении профилей повреждения у чистого и примесного материалов, исходя из соображений теории атомных столкновений, поскольку энергия облучающих частиц одинакова.

Нами проведен теоретический расчет пространственного распределения радиационных дефектов и числа дефектов, возникающих в висмуте при облучении его протонами с энергией 100 кэв.

Скорость введения дефектов на единицу длины, согласно простой каскадной теории ⁽⁶⁾, определяется по формуле

$$n_d = N_0 \bar{v} \sigma_d, \quad (1)$$

где N_0 — число атомов материала в кубическом сантиметре; \bar{v} — усредненный по переданной энергии коэффициент размножения первичных дефектов; σ_d — сечение смещения атома материала.

При энергиях ионов E от нескольких десятков до нескольких сотен кэв можно пренебречь экранирующим действием атомных электронов и рассматривать рассеяние в чисто кулоновском поле ядра. В таком случае

$$\sigma_d = \pi \frac{M_1}{M_2} \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{E E_d} \left[1 - \left(\frac{\lambda E}{E_d} \right)^{-1} \right]; \quad (2)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \frac{\lambda E}{\lambda E - E_d} \ln \left(\frac{\lambda E}{E_d} \right). \quad (2')$$

Здесь $Z_{1,2}$ и $M_{1,2}$ — заряд и масса налетающей частицы и атома мишени соответственно; E_d — пороговая энергия смещения атома,

$$\lambda = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (3)$$

Для частиц малых энергий, но при условии, что выполняется $\lambda E \gg E_d$, хорошим приближением служит потенциал взаимодействия $V(r) \sim r^{-2}$ ⁽⁷⁾, где r — расстояние между частицей и ядром. Это приближение дает

$$\sigma_d = \frac{\pi^2}{2\varepsilon} \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}})^{\frac{1}{2}}} e^2 a_0 (E E_d)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{\lambda E}{E_d} \right)^{-\frac{1}{2}} \right]; \quad (4)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda E}{E_d} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4')$$

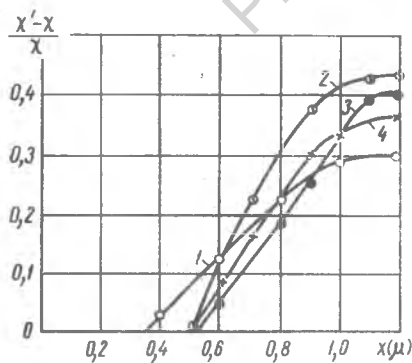


Рис. 1. Относительное изменение выхода в зависимости от глубины облученного слоя: χ — осевой выход необлученного кристалла; χ' — осевой выход облученного кристалла; x — расстояние от поверхности, мк: 1 — Bi 000; 2 — Bi+0,2 ат.% Pb; 3 — Bi+ +0,6 ат.% Pb; 4 — Bi+1,0 ат.% Pb

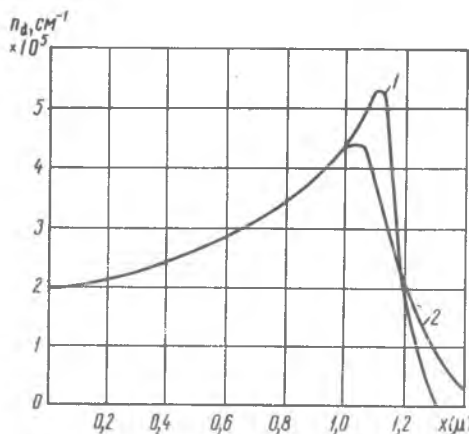


Рис. 2. Скорость введения дефектов: 1 — для одиночной частицы n_d ; 2 — для пучка моноэнергетических протонов с учетом страглинга n_d

где e — основание натуральных логарифмов; $a_0 = 0,528 \cdot 10^{-8}$ см — радиус Бора.

Чтобы найти плотность дефектов в данной точке пробега частицы и оценить количество дефектов, вводимых частицей на всем пути замедления, необходимо знать зависимость полного пробега частицы от ее энергии в интервале энергий от E_0 до $\lambda^{-1}E_d$, где E_0 — начальная энергия частицы. Для получения этой зависимости были проведены машинные расчеты потерь энергий протонов с энергией $E_0 = 100$ кэв по глубине

x , мк	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3
ΔE , кэв	8	18	28	36	45	53	60	66	73	80	87	93	100

Скорость введения дефектов как функция расстояния частицы от точки остановки записывается

$$n_d(x) = n_d(R - t), \quad (5)$$

где R — проективный пробег протона; t — остаточный пробег.

Для моноэнергетического пучка частиц, пробеги которых имеют Гауссово распределение около среднего проективного пробега R_0 для протона с начальной энергией E_0 , получается следующее пространственное распределение дефектов:

$$\bar{n}_d(t) = \int_0^t n_d(t - t') f(t') dt' + \int_0^{R_0 - t} n_d(t + t') f(t') dt' \quad (6)$$

для глубины $\leq R_0$ и

$$\bar{n}_d(t) = \int_0^{R_0 + t} n_d(t' - t) f(t') dt' \quad (6')$$

для глубины $> R_0$. Здесь $t' = R - R_0$.

$$f(t') = \frac{1}{2\pi\Delta R} \exp\left(-\frac{t'^2}{2(\Delta R)^2}\right), \quad (7)$$

где ΔR — страглинг, определяемый из

$$(\Delta R)^2 = 4\pi N_0 Z_1 e^4 \int_0^{E_0} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-3} dE. \quad (8)$$

Профиль дефектов, образуемых в висмуте одним протоном с энергией 100 кэв без учета и с учетом страглинга для пучка моноэнергетических протонов с этой же энергией, приведен на рис. 2. Пороговая энергия смещения атома E_d считалась равной 25 эв. Число дефектов, образуемых в висмуте одним протоном с $E_0 = 100$ кэв, равно приблизительно 43.

Необходимо отметить, что теоретически рассчитанный профиль дефектов отличается от экспериментального (рис. 1, 2). Основное различие заключается в том, что экспериментальный профиль начинается не с самой поверхности, а с конечной глубины. То, что в начале пробега про-

тоны не создают дефектов, представляется мало вероятным. Скорее здесь проявляется специфика материала, которая выражается в том, что приповерхностные дефекты заживают, диффундируя на поверхность.

*НИИ прикладных физических проблем
БГУ им. В. И. Ленина,*

Поступило 15.XI 1972

*НИИ ядерной физики МГУ
им. М. В. Ломоносова*

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Г. А. Гуманский, И. С. Ташлыков, ИФЖ, **21**, 1105, 1971. ² Г. Гоец, Г. А. Гуманский, И. С. Ташлыков, Ф. Швабе, Международное рабочее совещание «Внедрение ионов в полупроводники», доклад № 10, ЦИЯИ, Россендорф, 1972. ³ E. Bøgh, Canad. J. Phys., **46**, 653, 1968. ⁴ В. М. Анишик, Автореф. канд. дисс., Минск, 1972. ⁵ В. И. Прокошин, ФММ, **20**, 679, 1965. ⁶ Г. Н. Кинчин, Р. С. Пиз, УФН, **60**, 590, 1956. ⁷ О. Б. Фирсов, ЖЭТФ, **36**, 1517, 1959.

РЕПОЗИТОРИЙ БГПУ